

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA

**BALTOS ŠVIESOS KONTINUUMO GENERACIJA DVISPALVIAIS FEMTOSEKUNDINIO
LAZERIO IMPULSAIS SAFYRO KRISTALE**

Magistro studijų baigiamasis darbas
Lazerinės technologijos studijų programa

Studentas	Augustas Čepėnas	_____ (Parašas)
Darbo vadovas	prof. dr. Mikas Vengris	_____ (Parašas)
Recenzentas	doc. dr. Vygandas Jarutis	_____ (Parašas)
Katedros vedėjas	prof. hab. dr. Valdas Sirutkaitis	_____ (Parašas)

Vilnius 2017

Turinys

TURINYS	2
1. ĮVADAS	3
2. LITERATŪROS APŽVALGA	4
2.1 ŠVIESOS GIJŲ FORMAVIMASIS	4
2.2 TIESINIAI REIŠKINIAI	5
2.3 NETIESINIAI REIŠKINIAI	6
2.4 SUGERTIES REIŠKINIAI	10
3. IMPULSO SKLIDIMAS NETIESINĖJE TERPĖJE	13
4. REIŠKINIAI BŪDINGI ŠVIESOS GIJOMS	15
5. KELIŲ ŠVIESOS GIJŲ FORMAVIMASIS	17
6. TYRIMO METODIKA	18
7. GAUTI REZULTATAI	22
7.1 BŠK SPEKTRO PRIKLAUSOMYBĖ NUO KAUPINANČIŲ IMPULSŲ ENERGIJOS	22
7.2 DVISPALVIO BŠK PRIKLAUSOMYBĖ NUO IMPULSŲ TARPUSAVIO VĒLINIMO	23
8. PAGRINDINIAI REZULTATAI IR IŠVADOS	27
LITERATŪRA	28
SANTRAUKA	30
SUMMARY	31
PRIEDAI	33
A FILTRŲ PRALAUDUMO KREIVĖS	33
B MODOS KITIMAS KEIČIANT VĒLINIMĄ TARP IMPULSŲ	34
C SPEKTRŲ DINAMIKŲ PALYGINIMAS SU VIDUTINĖS GALIOS DINAMIKOMIS	35
D SAFYRO LIUMINESCENCIJOS TREKŲ DINAMIKOS	36
E PLUOŠTŲ DIAMETRŲ MATAVIMAI PEILIO METODU	37

1. Įvadas

Superkontinuumo, kitaip dar vadinamo baltos šviesos kontinuumu generavimas lazerio pluoštu – įdomus ir sudėtingas fizikinis reiškinys. Generuojant superkontinuumą medžiagose kartu su plintančiu spektru sumažėja lazerio pluošto diametras. Pluoštas gali skliti erdvėje nekeisdamas matmenų (be difrakcinės skėsties). Tokie pluoštai vadinami šviesos gijomis. Jos pirmą kartą istorijoje užfiksuotos 1964 m. pažeidžiant optiškai skaidrias medžiagas [1]. Iš pradžių šį efektą buvo bandoma paaiškinti savikanalizacija – balansu tarp Kero efekto sąlygoto fokusavimosi ir difrakcinės skėsties [2], tačiau šis modelis negalėjo paaiškinti stebimos emisijos tolumo lauko. Laikui bėgant modeliai buvo tobulinami; 2004 m. pademonstruota, kad šviesos gijos yra kūginės bangos [3]. Atradus šviesos gijas, tapo įmanoma gauti impulsus, kuriuos sudaro vienas optinis ciklas [4], o spektras perdengia daugiau nei oktavą. Ypač plataus spektro impulsai buvo pritaikyti optinėms dažnio šukoms, kurių atradimas leido itin tiksliai matuoti optinius dažnius [5], už šį atradimą 2005 m. fizikams John L. Hall, Theodor W. Hänsch buvo suteikta Nobelio Premija [6]. Šviesos gijomis modifikuojant lūžio rodiklį skaidriose medžiagose galima formuoti įvairias erdvines nanostruktūras [7]. Atsirado fundamentinių šviesos ir medžiagos sąveikos tyrimų [8].

Kuo platesnis optinės spinduliuotės spektras pageidautinas dėl kelių priežasčių – pirma, kuo platesnis dažnių spektras, tuo trumpesnius šviesos impulsus galima sugeneruoti, stiprinant tokį superkontinuumą, antra, superkontinuumas plačiai naudojamas spektroskopijos taikymuose, pavyzdžiui, žadinimo-zondavimo eksperimentuose kaip zonduojanti šviesa. Čia taip pat pageidautina vienu šaltiniu aprėpti kuo platesnį spektro ruožą.

Generuojant superkontinuumą spektras plinta aplink kaupinančios spinduliuotės dažnį, todėl natūralus būdas gauti platesnį spektrą yra netiesinės terpės (paprastai dėl savo optinio atsparumo, didelio netiesiškumo ir didelio draustinių energijos juostų tarpo naudojamas safyras, Al_2O_3) kaupinimas kelių bangos ilgių pluoštu, pavyzdžiui, fundamentine femtosekundinio lazerio spinduliuote ir antrąja jos harmonika. Tačiau kol kas apskritai nėra žinoma, kaip filamentuojasi ir superkontinuumą generuoja dviejų dažnių spinduliuotė.

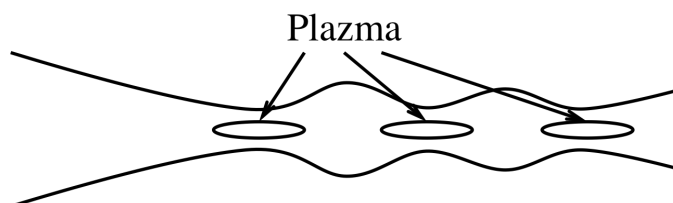
Šio darbo tikslas yra iširti superkontinuumo generavimo dviejų spalvų femtosekundinio lazerio spinduliuote safyre ypatumus.

2. Literatūros apžvalga

2.1 Šviesos gijų formavimasis

Tiesinių (dispersija, difrakcija) ir netiesinių (Kero efektas, fazinė savimoduliacija, daugiafotonė sugertis ir kt.) šviesos ir medžiagos sąveikos reiškinių visuma formuoja šviesos gijas (filamentus). Dėl fokusavimo ir difrakcinės skėsties sąveikos, intensyvumas centrinėje pluošto dalyje smarkiai išauga, todėl gali prasidėti daugiafotonė sugertis. Atsiranda energijos nuostoliai – sumažėja intensyvumas ir pluoštas defokusuojamas. Susiformuoja šviesos gija, kurios skėstis mažesnė už Gauso pluošto skėstį, todėl sufokusuotos gijos beveik nekeisdamos diametro gali nusklisti atstumus daug ilgesnius už Gauso pluošto Rayleigh'aus ilgį. Pranykus plazmos sugerčiai, tačiau esant pakankamiems intensyvumams, gali pasireikšti šviesos gijų fokusavimo ciklai – pluoštas vėl pradeda fokusuotis (1 pav.)

Šviesos gija – dinaminis elektromagnetinio impulso darinys su didelio intensyvumo šerdimi (centru), kuris nekeisdamas diametro gali nusklisti atstumus didesnius už Rayleigh'aus [9].



1 pav. Šviesos gijos fokusavimo ciklai.

2.2 Tiesiniai reiškiniai

2.2.1 Dispersija

Lūžio rodiklis medžiagose priklauso nuo bangos ilgio. Paprastai, didėjant šviesos bangos ilgiui, lūžio rodiklis mažėja. Tokios medžiagos vadinamos normaliosios dispersijos terpėmis. Impulsas terpėje išplinta dėl grupinių greičių dispersijos (GGD). Impulso raudonosios spektro komponentės aplenkia mėlynąsias, todėl impulso trukmė didėja. Dispersiją charakterizuoja atstumas, kurį nusklidus impulso trukmė išauga $\sqrt{2}$ karto:

$$L_{GGD} = \frac{\tau_0^2}{2g_0} \quad (1)$$

g_0 – GDD koeficientas, τ_0 – impulso trukmė pusės aukštyje.

Tokiu atveju, impulsui sklindant šia terpe, jo trukmė ($\tau(z)$) augs:

$$\tau(z) = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_{GGD}}\right)^2} \quad (2)$$

2.2.2 Difrakcija

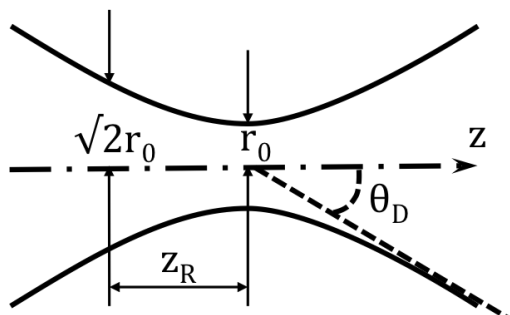
Gauso pluošto bangų fronto atskiros komponentės sklinda skirtingomis kryptimis, todėl jis plečiasi. Tai pluošto savybė – ji pasireiškia visose medžiagose, taip pat ir vakuume. Pluošto difrakciją nusako Rayleigh'aus ilgis (z_R) – atstumas, kuriame pluošto plotas padvigubėja (pluošto radiusas (r_0) padidėja $\sqrt{2}$ kartų). Gauso pluoštui Rayleigh'aus ilgį galima apskaičiuoti pagal formulę:

$$z_R = \frac{\pi r_0^2 n_T}{\lambda} \quad (3)$$

λ – bangos ilgis, n_T – tiesinis lūžio rodiklis. Pagal formulę galime matyti, kad norėdami turėti mažiau difraguojantį pluoštą (gerai kolimuotą – didesnis Rayleigh'aus ilgis), reikia didinti pluošto

diametrą. Taip pat, galime pastebėti, kad mažinant bangos ilgį, Rayleigh'aus ilgis didėja. Galime užrašyti difrakcijos kampą (θ_D) – kampą kuriuo pluoštas plėsis:

$$\theta_D = \frac{\lambda}{\pi r_0 n_T} \quad (4)$$



2 pav. Gausinio pluošto sąsmauka. r_0 – pluošto radiusas, z_R – relėjaus ilgis, θ_D – difrakcinės skėsties kampas.

2.3 Netiesiniai reiškiniai

2.3.1 Kero efektas

John'as Kerr'as 1875 m. aprašė Kero efektą [10] – medžiagos lūžio rodiklio priklausomybę nuo elektrinio lauko. Dėl šio efekto šviesos elektrinis laukas gali taip paveikti medžiagos lūžio rodiklį, kad pluoštai patys pradėtų fokusuotis.

Fokusavimasis dėl Kero efekto pirmą kartą pademonstruotas 1965 m. [11]. Jis gali vykti medžiagose, kai šviesos intensyvumai pakankamai dideli. Lūžio rodiklį galime užrašyti kaip tiesinės (n_T) ir netiesinės (n_{NT}) dalių sumą:

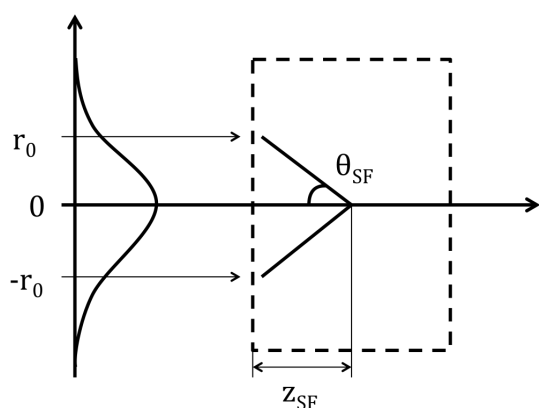
$$n = n_T + n_{NT}I \quad (5)$$

Bendras lūžio rodiklis priklausys nuo intensyvumo (I).

Lentelė 1 Keleto medžiagų netiesiniai lūžio rodikliai 1.06 μm bangos ilgio spinduliuotei [12]

Medžiaga	Tiesinis lūžio rodiklis n_T	Netiesinis lūžio rodiklis $n_{NT} \times 10^{-20} \text{ (m}^2/\text{W)}$
Al_2O_3 (Safyras)	1.768	2.5-3.5
SiO_2 (Lydytas kvarcas)	1.458	2.5
$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG)	1.835	7.23

Jei pluošto intensyvumas erdvėje pasiskirstęs nevienodai, lūžio rodiklis skirsis erdvėje. Gauso pluošto intensyvumas didžiausias centre, o tolstant nuo centro – mažėja. Iš formulės (5) galime matyti, kad tokio pluošto bangos fronto centras sklis per medžiagą su padidėjusiu lūžio rodikliu kraštų atžvilgiu, todėl bangos fronto centras bus vėlinamas kraštų atžvilgiu – pluoštas pradės



3 pav. Savifokusacijos kampo (θ_{SF}) radimas. z_{SF} – nuotolis iki naujo židinio taško, r_0 – pluošto radiusas pusės intensyvumo aukštyje.

fokusuotis. Fokusavimosi kampą galime išskaičiuoti iš optinio kelio ilgio. Centre, kur intensyvumas didžiausias, jis priklausys nuo netiesinio lūžio rodiklio. Kraštai turės sklisti tam tikru kampu θ_{SF} , kad nepabėgtų nuo centro. Gausime formulę:

$$(n_T + n_{NT}I)z_{SF} = n_T z_{SF} / \cos \theta_{SF} \quad (6)$$

z_{SF} – nuotolis iki naujo židinio taško. Iš šios formulės galime apskaičiuoti fokusavimosi kampą:

$$\theta_{SF} = \sqrt{\frac{2n_{NT}I}{n_T}} \quad (7)$$

Jei fokusavimosi kampas lygus difrakcinei skėsciai ($\theta_{SF} = \theta_D$) – pluoštas sklis nedifraguodamas (nekeisdamas diametro). Toks reiškinys vadinamas savikanalizacija. Kad

pasireikštų fokusavimosi efektas, impulsas turi pasiekti kritinę galią (P_{KR}), kuri priklauso nuo bangos ilgio (λ), tiesinio (n_T) ir netiesinio (n_{NT}) lūžio rodiklių:

$$P_{KR} = \frac{\lambda^2}{4\pi n_T n_{NT}} \quad (8)$$

Lentelė 2 Kritinė galia reikalinga pasireikšti fokusavimosi reiškiniui keliuose medžiagose, kai bangos ilgis 515 nm ir 1030 nm.

Medžiaga	$P_{KR}(\lambda = 515 \text{ nm})$ (GW/cm^2)	$P_{KR}(\lambda = 1030 \text{ nm})$ (GW/cm^2)
Al ₂ O ₃ (Safyras)	4	16
SiO ₂ (Lydytas kvarcas)	5.8	23
Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAG)	1.6	6.4

2.3.2 Fazinė savimoduliacija

1967 m. aprašytas impulso formos sklidimo kryptimi kitimas – galinio fronto statėjimas kai Gauso impulsas sklinda terpėje su netiesiniu lūžiu rodikliu [13]. Tai lemia naujų dažnių atsiradimą – plinta impulso spektras. Gauso impulso intensyvumo kitimą laike ($I(t)$) galime užrašyti:

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \quad (9)$$

Čia I_0 – intensyvumas laiko momentu $t = 0$, τ – impulso trukmė pusės aukštyje, t – laikas.

Jei impulsas sklinda Kero terpėje, lūžio rodiklis impulso pradžioje ir pabaigoje skirsis nuo lūžio rodiklio centre (5) – intensyvumas impulso sklidimo kryptimi medžiagoje kils, kol pasieks maksimumą, o po to kris. Lūžio rodiklio kitimas keis šviesos bangos fazę ($\varphi(t)$):

$$\varphi(t) = \omega_0 t - kz = \omega_0 t - kLn(I) \quad (10)$$

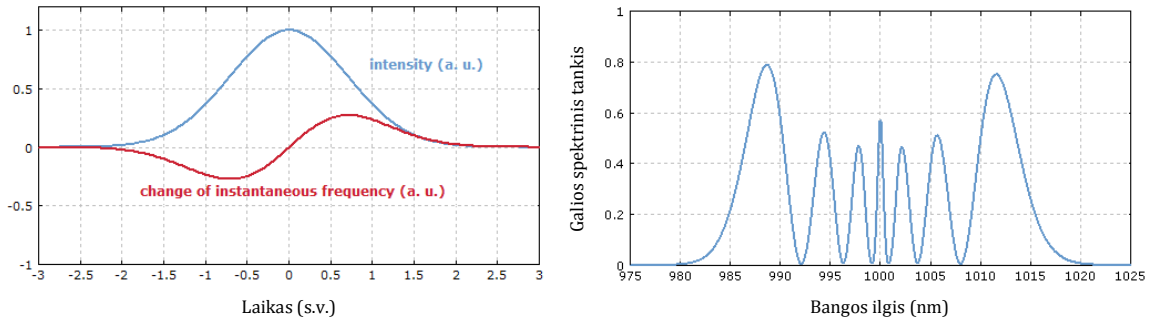
Čia ω_0 – nešantysis centrinis dažnis, k – banginis skaičius, L – sąveikos ilgis, $n(I)$ – netiesinis lūžio rodiklis (priklausantis nuo šviesos intensyvumo).

Fazės kitimas kurs naujus dažnius ($\omega(t)$):

$$\omega(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt} = \omega_0 - kL \frac{dn(I)}{dt} \quad (11)$$

Jei turime Gausinį intensyvumo pasiskirstymą laike, netiesinio lūžio rodiklio formulę (5) galime pakeisti. Gausinio pasiskirstymo atveju, nauji kuriami dažniai:

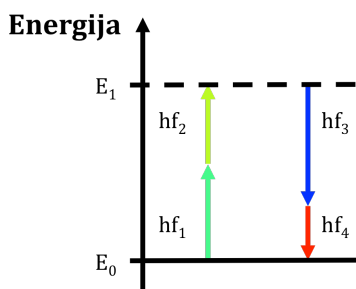
$$\omega(t) = \omega_0 - kLn_{NT} \times \frac{2I_0 t}{\tau^2} \exp\left(\frac{-t^2}{\tau^2}\right) \quad (12)$$



4 pav. Impulso dažnio pokyčio iliustracija (kairėje) ir spektro plitimas dėl fazinės savimoduliacijos (dešinėje) [30].

Visa tai galioja tik tuo atveju, jei medžiagos dispersijos galima nepaisyti. Tuo tarpu, impulsams sklindant normaliosios grupinių greičių dispersijos (GGD) terpėje impulso viršūnė plokštės dėl fokusavimosi ir normaliosios GGD sąveikos. Kai šviesos gijos generuojamos normaliosios GGD terpėje, impulsas skyla į du [14]. Vykstant fokusavimuisi pluošto diametras mažėja, todėl didėja intensyvumas laikinėje skalėje – impulsas trumpėja. Bet dėl GGD, vykstant fokusavimosi reiškiniai, energija iš centro telksis impulso pradžioje ir gale. Nesant pakankamam intensyvumui centre, impulso centras nebesifokusuos. Tuo tarpu, impulso pradžioje ir gale intensyvumai viršys slenkstinę galią – toje vietoje impulso viršūnės fokusuosis, taip išsiskirdamos į du impulsus.

2.3.3 Keturbangis maišymas



5 pav. Keturbangio maišymo energijos lygmenų diagrama.

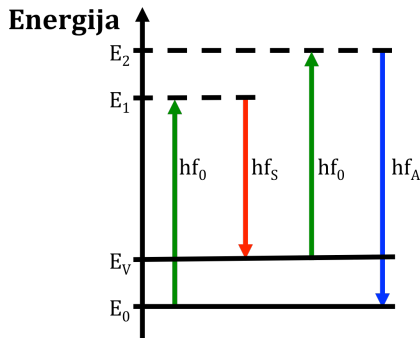
Dar vienas efektas dėl kurio gali išplisti spinduliuotės spektras yra keturbangis maišymas. Tai dviejų (ar trijų) bangų parametrinė sąveika, kurios metu generuojamos dvi (ar viena) naujos bangos su kitais bangos ilgiais. Pagal energijos tvermės dėsnį dviejų naujų dažnių suma turi sutapti su dviejų pradinių dažnių suma:

$$f_4 + f_3 = f_2 + f_1 \quad (13)$$

Kad būtų tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga, banginių vektorių suma prieš sąveiką ir po sąveikos turi sutapti. Tai yra įmanoma banginiams vektoriams esant kampų vienas kito atžvilgiu. Dėl šio reiškinio kontinuume tolimajame lauke stebimi spalvoti žiedai.

2.3.4 Ramano sklaida

1928 m. C.V. Raman'as pademonstravo „naujo tipo“ spinduliuotės šaltinį – šviesos išsklaidymą skysčiuose, kurio metu pakeičiamas šviesos bangos ilgis [15]. Vėliau ji C.V. Raman'o



6 pav. Ramano sklaidos energijos lygmenų diagrama.

garbei pavadinta Ramano sklaida. Tai tokia šviesos ir medžiagos sąveika, kurios metu molekulės ar atomo išsklaidytas fotonas pakeičia dažnį. Atomo ar molekulės virpesiniai energijos lygmenys gali sugerti ar perduoti fotonui dalį energijos. Fotono energija lemia jo dažnį ($E=hf$), todėl išsklaidyto fotono dažnis pasikeis. Šią sąveiką galime atvaizduoti pasitelkę energijos lygmenų diagramas (6 pav.)

E_0 – pagrindinis energijos lygmuo, E_V – virpesinis lygmuo, E_1 ir E_2 – virtualūs energijos lygmenys. Pagal tai, ar išsklaidyto fotono energija sumažėja ar padidėja, sąveika skirstoma į stokso ir antistokso. Stokso sklaidos atveju dalį energijos sugeria virpesinis lygmuo, todėl fotono energija sumažėja:

$$E_f = E_1 - E_V \quad (14)$$

Jei atomas ar molekulė žadinama fotonu, kurio dažnis f_0 , išėjusio fotono dažnis bus lygus:

$$f_S = f_0 - \frac{E_V - E_0}{h} \quad (15)$$

Antistokso sklaidos atveju fotonui virpesinis lygmuo perduoda savo energiją, todėl fotono energija padidėja:

$$E_f = E_1 + (E_V - E_0) \quad (16)$$

Jei atomas ar molekulė žadinama fotonu, kurio dažnis f_0 , išėjusio fotono dažnis bus lygus:

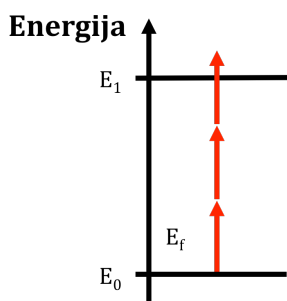
$$f_A = f_0 + \frac{E_V - E_0}{h} \quad (17)$$

Kadangi antistokso sklaidos atveju reikalingas sužadintas virpesinis lygmuo, sklaidos tikimybė mažesnė nei stokso atveju – stebimas mažesnis intensyvumas. Superkontinuumo generavimui svarbi priverstinė ramano sklaida – kai stiprinami spontaninės emisijos metu gauti fotonai arba fotonai, kurių dažnis atitinka ramano sklaidos dažnį. Taip Ramano sklaidos tikimybė smarkiai išauga. Kristaluose virpesinio dažnio vaidmenį vaidina koherentinio optinio fonono dažnis.

2.4 Sugerties reiškiniai

2.4.1 Daugiafotonė jonizacija

Tai procesas, kai vienu metu sugeriami keli fotonai, kurių suminė energija viršija medžiagos draustinių energijų juostų tarpą. Tai reiškia, kad net jei medžiaga skaidri, spinduliuotė gali būti sugerta, jei intensyvumai pakankamai dideli. Pirmoji apie galimybę jonizuoti medžiagą keliais



7 pav. Daugiafotonės sugerties iliustracija.

fotonais, sugeriamais vienu metu, užsiminė Maria Goeppert-Mayer [16].

Daugiafotonė sugertis pavaizduota paveikslėlyje (7 pav.) E_0 žymi valentinę juostą, E_1 – laidumo juostą, o E_f – fotono energiją. Daugiafotonė sugertis įvyks tada, kai medžiaga vienu metu sugers tiek fotonų, kad užsipildytų draustinių energijų juostų tarpas, t.y., kai $NE_f \geq E_1 - E_0$. N –

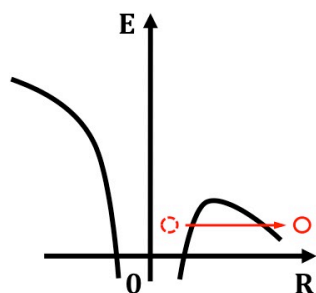
fotonų kiekis reikalingas užpildyti draustinių energijų tarpą, kai fotono energija – E_f . Kuo daugiau fotonų reikia, kad būtų išlaisvinamas

elektronas, tuo didesnius intensyvumus reikia pasiekti – tuo daugiau

fotonų vienu metu turi pataikyti į tą pačią molekulę ar atomą. Sugerties tikimybė priklausys nuo intensyvumo, todėl Gauso pluoštų atveju, sugertis stipriausiai pasireikš pluošto centre, kur intensyvumas didžiausias. Sugeneruota plazma sumažins lūžio rodiklį [17]. Šviesos gijų atveju bus formuojamas plazmos kanalas su mažesniu lūžio rodikliu nei aplinkui jį [18], todėl šviesos gijos bus defokusuojamos.

2.4.2 Tunelinė jonizacija

Intensyvus elektrinis laukas smarkiai iškreipia potencialinį barjerą atome ar molekulėje. Didėjant elektriniam laukui, potencialinis barjeras, kurį elektronas turi įveikti, mažėja. Kvantinė



8 pav. Tunelinės jonizacijos iliustracija.

fizika numato galimybę elektronui pereiti kiaurai tą barjerą taip jonizuojant atomą, nors jis ir neturi pakankamai energijos, kad būtų išlaisvintas pagal klasikinės fizikos dėsnius (8 pav.) Kai atomas yra veikiamas nuolatinio elektrinio lauko, dėl tuneliavimo efekto jis gali būti jonizuojamas. Kai elektrinis laukas kinta, elektronas bus tampomas pagal elektrinio lauko kitimą. Elektronas gali grįžti prie branduolio ir rekombinuoti, elektrono kinetinė energija virsta spinduliuote – taip vyksta aukštesnių harmonikų generacija [19].

2.4.3 Keldysh'o parametras

Sugertis gali vykti tiek dėl tunelinės, tiek dėl daugiafotonės jonizacijos, tiek dėl jų abiejų kartu. Jonizacijos tipą nusakys Keldysh'o parametras, kurį galime paskaičiuoti pagal formulę:

$$\gamma = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{m c n \epsilon_0 E_g}{I}} \quad (18)$$

Kai $\gamma \gg 1.5$, sugertį lems daugiafotonė jonizacija. Kai $\gamma \ll 1.5$, sugertį lems tunelinė jonizacija. Esant Keldysh'o parametrui apie 1.5, sugertis vyks tiek dėl tunelinės, tiek dėl daugiafotonės jonizacijos.

2.4.4 Optinis pažeidimas

Optinis pažeidimas įvyksta dėl spinduliuotės sugerties, sugertis gali būti skirstoma į kelis tipus:

1. Tiesinė sugertis – medžiaga kaista ir nespėja perduoti šilumos.
2. Griūtinė jonizacija – išlaisvintas elektronas gali jonizuoti kitą atomą. Griūtinei jonizacijai pasiekti reikalingi spinduliuotės intensyvumai iki 10^{12} W/cm^2 .
3. Daugiafotonė jonizacija – sugeriami keli fotonai vienu metu. Pasireiškia, kai spinduliuotės intensyvumai iki 10^{16} W/cm^2 .
4. Tiesioginė jonizacija – elektrinis laukas patraukia elektronus nuo atomo. Įvyks kai spinduliuotės intensyvumai viršys 10^{20} W/cm^2 .

Kai atomai jonizuojami, didėja plazmos tankis. Plazma efektyviai sugeria lazerio spinduliuotę ir kaista – susiformuoja smūginė banga (mikrosprogimas), kuri padaro negrįžtamus struktūrinius pokyčius medžiagoje [20]. Pažeidimas dažniausiai nėra pageidaujamas reiškinys, išskyrus keletą taikymų, tokių kaip medžiagų apdirbimas, bangolaidžių formavimas ir pan. Kontinuumo generacijai jis taip pat žalingas. Iš principo, dėl optinio pažeidimo reiškinio, šviesos gijų nebuvo įmanoma generuoti iki kol atsirado ps lazeriai, nes didinant energiją pažeidimas įvykdavo anksčiau nei pluoštas pradėdavo fokusuotis. Taip pat, pažeidus medžiagą, pasikeičia kontinuumo spektras arba gali iš viso būti nebegeneruojamas.

2.4.5 Plazmos defokusavimas

Ten, kur spinduliuotės intensyvumas didžiausias, formuosis plazma. Todėl centre (kai turime Gauso pluoštą) išlaisvintų elektronų tankis bus didžiausias. Lūžio rodiklis su laisvų elektronų tankiu susijęs:

$$n = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0 \omega^2}\right) \quad (19)$$

Kur N – elektronų tankis, e – elektrono krūvis, m – elektrono masė, ε_0 – vakuumo dielektrinė konstanta, ω – spinduliuotės dažnis. Kadangi plazma mažins lūžio rodiklį, toje vietoje, kur elektronų tankis didžiausias, bangos frontas sklis greičiausiai – pluoštas bus defokusuojamas.

3. Impulso sklaidimas netiesinėje terpėje

Elektromagnetinio impulso sklaidimą erdvėje aprašo Maxwell'o lygtys. Norint aprašyti šviesos gijas, reikia įskaityti tiesinius ir netiesinius efektus, tokius kaip: dispersija, fokusavimasis, fazinė savimoduliacija, jonizacija, todėl matematinis modeliavimo uždavinys pasidaro sudėtingas. Norint gauti tiesioginį sprendinį, reikėtų didžiulių skaičiavimo resursų ir toks sprendinys greičiausiai neduotų aiškesnio fizikinio supratimo. Todėl ieškomas apytikslis sprendinys leidžia smarkiai supaprastinti matematinės operacijas, o gaunamas rezultatas dažniausiai sutampa su eksperimento rezultatais. Šviesos impulsų ir medžiagos sąveiką (kuri yra netiesinė) reikia įtraukti į banginę lygtį.

Šviesos gijos ore

Spręskime banginę lygtį elektriniam laukui. Tarkime, kad turime tiesiškai poliarizuotą šviesą sklindančią izotropiškoje medžiagoje (kuri išlieka izotropiška visą laiką). Banginė lygtis Gausinėje koordinatinių sistemoje atrodoys taip:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial J}{\partial t} = 0 \quad (20)$$

Kur P yra medžiagos poliarizuotumas (tiesinis ir netiesinis). Srovės tankis J atsiranda dėl sugeneruotų laisvų elektronų (daugiafotonė, tunelinė jonizacija). Pažymėję elektronų tankį N_e , o greitį v_e , srovės tankį galime užrašyti taip:

$$J = -eN_e v_e \quad (21)$$

Iš Antro Niutono dėsnio galime išreikšti elektrono greičio išvestinę (pagreitį):

$$\frac{\partial v_e}{\partial t} = -\frac{eE}{m_e} \quad (22)$$

Jei pradinis elektrono greitis 0, turėsime:

$$\frac{\partial J}{\partial t} = -\frac{e^2 N_e}{m_e} E \quad (23)$$

Pradinė lygtis (20) atrodoys taip:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{e^2 N_e}{m_e} E = 0 \quad (24)$$

Sąveika vyksta $\chi^{(3)}$ terpėje, todėl laikysime, kad poliarizuotumas:

$$P = \chi^{(1)} E + \chi^{(3)} E^3 \quad (25)$$

Sakysime, kad lazerinio impulso atveju elektrinis laukas turi greitai osciliuojančią dalį, kuri yra moduluota lėtai kintančios gaubtinės:

$$E(x, y, z, t) = \varepsilon(x, y, z, t)e^{-i\omega t + ikz} + k.j. \quad (26)$$

$\varepsilon(x, y, z, t)$ yra lėtai kintanti gaubtinė. Dabar banginė lygtis atrodo taip:

$$i \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 \varepsilon + n_2 k_0 |\varepsilon|^2 \varepsilon - \frac{2\pi e^2 N_e}{k m_e c^2} \varepsilon + i\Gamma \varepsilon = 0. \quad (27)$$

$\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ yra skersinis Laplaso operatorius.

Impulso intensyvumas $I = |\varepsilon|^2$ (matavimo vienetai: W/cm²). $n_2 = 12\pi\chi^{(3)}/n_0^2 c$ yra netiesinė lūžio rodiklio dalis (matavimo vienetai: cm²/W), kurioje yra įskaitomi ir jonizavimo nuostoliai. Elektronų tankio kitimą aprašo lygtis:

$$\frac{\partial N_e}{\partial \tau} = (N_0 - N_e)R(|\varepsilon|^2) \quad (28)$$

R yra tunelinės jonizacijos dažnis (s⁻¹) oro molekulėms (deguoniui ir azotui) ir N_0 yra neutralių molekulių tankis (molekulės/cm³).

Gauname šviesos gijas aprašančią **netiesinę Schrödinger'io lygtį** (28 ir 29), kurioje yra įskaityti tokie tiesiniai ir netiesiniai efektai: fokusavimasis, difrakcija, plazmos generacija, defokusavimas.

Šviesos gijos kietose terpėse

Dujose laisvi elektronai generuojami grynai dėl tunelinės jonizacijos. Tuo tarpu, kietose medžiagose, laisvi elektronai pradeda generuoti dėl sužadavimo iš valentinės juostos į laidumo juostą. Be to, kietų terpių tankis paprastai didesnis. Į tai reikėtų atsižvelgti, modeliuojant šviesos gijų sklaidimą kietose terpėse.

4. Reiškiniai būdingi šviesos gijoms

Baltos šviesos kontinuumo generacija

Šviesos gijoms būdinga labai plataus spektro ir koherentinė spinduliuotė – baltos šviesos kontinuumas. Tai reiškinys, kai palyginti siauro spektro (kelios dešimtys nanometrų), bet didelio intensyvumo lazerio impulso, sklindančio netiesine terpe, spektras dėl saviveikos reiškinių išplis keletą ar daugiau kartų. Vizualiai, ant ekrano, šis reiškinys bus stebimas kaip balta dėmė su spalvotais apskritimais aplink centrą. Baltos šviesos kontinuumo spektras priklauso nuo medžiagos (netiesinio lūžio rodiklio ir draustinių juostų tarpo) ir nuo kaupinimo bangos ilgio (didėjant bangos ilgiui, baltos šviesos kontinuumo spektro plotis didėja).

X bangos

Viena iš įdomiausių šviesos gijų savybių – gebėjimas skliti erdvėje be difrakcinės skėsties. Sprendžiant šviesos gijų modeliavimo problemą, buvo pasiūlytas X bangų sprendinys, kuris tenkino sąlygą, kad pluoštas dispersinėje terpėje nedifraguoja ir sklinda tiesiai be dispersijos įtakos, ir turi didelio intensyvumo centrą [21]. Pavadinimas X bangos kilo iš to, kad erdvėlaikyje jų pavidalas yra X formos. Šviesos gijų metu atsirandančios X bangos aiškinamos kaip grupinių greičių dispersijos ir Kero fokusavimo efekto sąveika [22].

Kūginė emisija

Plataus spektro spinduliuotė taip pat stebima kampu nuo pluošto sklidimo krypties. Spinduliuotės kampas apibrėžia medžiagos dispersija. Kampas didėja ar mažėja kartu su dažnio poslinkiu kaupinančios bangos atžvilgiu. Kūginė emisija yra skiriamasis šviesos gijų bruožas, kuris priklauso nuo X bangų spontaninio atsiradimo [23].

Impulso skilimas

Filamentui formuojantis normalios dispersijos terpėje, impulsas skils į sub-impulsus. Kai GGD yra teigiama, raudonosios impulso komponentės sklinda greičiau už mėlynąsias. Tuo tarpu, impulso centras laikinėje skalėje fokusuosis stipriau negu pradžia ir pabaiga, todėl impulsui nusklidus tam tikrą atstumą erdvėje jos išsiskirs. Energijos balansas tarp tų impulsų gali skirtis (vienas turės daugiau nei kitas). Smarkus išbalansavimas gali atsirasti dėl sąveikos efektų. Iš paskos sekančio impulso sugerties padidėjimas dėl priekinio impulso generuojamos plazmos. Tai gali lemti vieno impulso izoliavimą ir išlikimą [24]. Esant pakankamam intensyvumui, impulsas

gali skilti dar kartą. Neigiamos (anomalios) dispersijos terpėje impulsas patirs spaudimą tiek laike, tiek erdvėje. Bus generuojamos kvazi-stabilios šviesos kulkos, kurios sklis nekeisdamos matmenų erdvėlaikyje [25]. Tai galėtų būti pritaikyta impulsų spūdai.

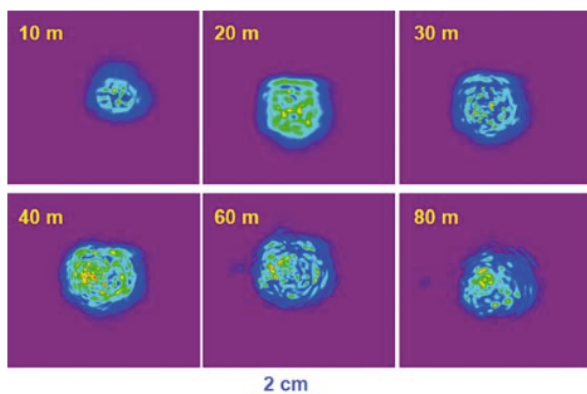
Intensyvumo ribojimas

Kaupinančio impulso viršūninis intensyvumas gali išaugti keliomis eilėmis formuojantis šviesos gijoms. Vis dėlto maksimalus intensyvumas, kurį galime pasiekti, priklausys nuo medžiagos savybių (draustinių energijos juostų tarpo). Paprastai dujose pasiekiami intensyvumai – šimtai TW/cm² ir pagrindinis ribojantis mechanizmas yra plazmos defokusavimas. Kietose terpėse ir skysčiuose pagrindiniai ribojantys mechanizmai yra daugiafotonė sugertis, grupinio greičio dispersija ir impulso skilimas į kelis. Tačiau visais atvejais didinant kaupinimo energiją, pasiekiamas įsisotinimas – maksimalus intensyvumas, kurį įmanoma pasiekti.

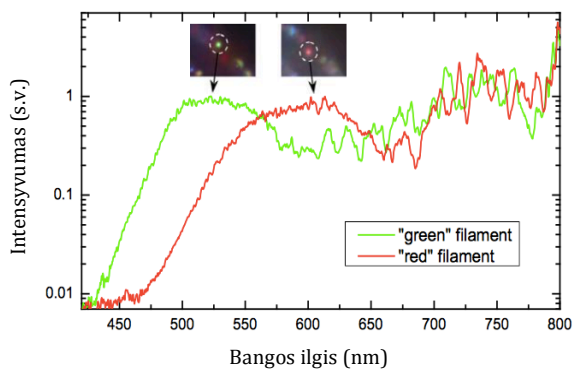
Mažas modos dydis

Pluoštui fokusuojantis kartu su dideliais intensyvumais gaunamas mažas modos dydis (moda lokalizuota erdvėje). Tipiniai diametrai yra 100 μm ore ir 10-40 μm kietoje terpėje. Kita vertus, lokalizuota viršūnė supama didelio energijos rezervuaro, kuris papildo centrinę dalį. Dėl to filamentai yra atsparūs aplinkos perturbacijoms [26].

5. Kelių šviesos gijų formavimasis



9 pav. Pluošto struktūra, kai jis kuria kelias šviesos gijas [27].



10 pav. Šviesos gijų interferencija [31].

Lazerio impulsas sklisdamas skaidria terpe gali sukurti kelias šviesos gijas, jei intensyvumo pasiskirstymas bangos fronte nevienodas [27]. Taip įvyks todėl, kad didesnę intensyvumą turinčios lokalias sritys kurs didesnę netiesinį lūžio rodiklį. Dėl šios priežasties savifokusacijos efektas tose srityse bus stipresnis – kiekviena iš tų sričių fokusuosis į šviesos gijas. Jos tarpusavyje interferuos, nes kiekviena šviesos gija kurs kūgines bangas. Taip pat keisis išeinančio pluošto struktūra (9 pav.) Pluoštas bus sudarytas iš daug mažų struktūrų, nes jį kurs keletas šviesos gijų. Kiekviena šviesos gija gali turėti skirtingą spektrą ir tarpusavyje interferuoti (10 pav.)

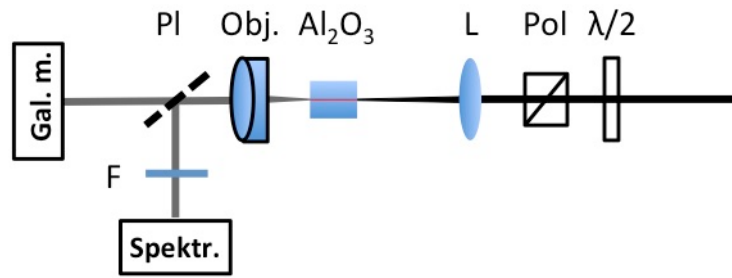
6. Tyrimo metodika

Baltos šviesos kontinuumo (BŠK) generacija vieno centrinio dažnio impulsais nagrinėta dviem atvejais: kaupinant su žalia (515 nm) ir su infraraudona (1030 nm) spinduliuote. Infraraudona spinduliuotė generuojama PHAROS (UAB „MGF Šviesos Konversija”, Lietuva) lazeriu, kurio impulso trukmė 280 fs, o pasikartojimo dažnis 25 kHz. Žalia spinduliuotė gauta nukreipus dalį spinduliuotės iš PHAROS lazerio į harmonikų generatorių HIRO (MGF UAB „Šviesos Konversija”, Lietuva), kuriame generuojama antra harmonika. Spektrai buvo registruojami spektrometru AvaSpec (Avantes BV, Olandija). Galia matuota galios matuokliu Nova II su terminiu jutikliu (Ophir Optronics Solutions Ltd, Izraelis). Gauti rezultatai apdoroti programiniu paketu MATLAB (MathWorks Inc, JAV). Filtrų pralaidumai matuoti spektrofotometru SHIMADZU (Shimadzu corporation, Japonija).

BŠK generacija dvispalviais impulsais nagrinėta vienu metu kaupinant su žalia ir su infraraudona spinduliuote. Be prietaisų naudotų BŠK generacijos vieno centrinio dažnio impulsais tyrimui, papildomai buvo naudotos dvi kameros: Chameleon CMLN-13S2M ir Chameleon CMLN-13S2C (Flir Systems Inc, USA).

6.1 BŠK generacija vieno centrinio dažnio impulsais

Baltos šviesos kontinuumo generacija vieno centrinio dažnio impulsais tyrinėta surinkus žemiau pateiktą optinę schemą (11 pav.) Lazerinė spinduliuotė nukreipiama į atenuatorių (banginės plokštelės ($\lambda/2$) ir poliarizatorius (Pol) pora), kuriuo valdoma vidutinė spinduliuotės galia. Į safyro kristalą (Al_2O_3) šviesa fokusuojama 100 mm židinio nuotolio lęšiu L. Sugeneruotas BŠK kolimuojamas objektyvu (Obj.) Kvarciniu pleištu (PI) šviesa padalinama: dalis šviesos (4%) pro filtrus nukreipiama į spektrometrą, o likusi į galios matuoklį. Registruojant žalios šviesos kaupinamą kontinuumą buvo naudojami sugeriantys filtrai (CC-4 ir OC-12), selektyviai slopinantys kaupinančiąją spinduliuotę. CC-4 filtras praleidžia mėlynąją spektro dalį, OC-12 praleidžia raudonąją. Ties kiekviena galia buvo registruojami du BŠK spektrai: praėjusi mėlynoji spektro dalis ir raudonoji. Apdorojant duomenis buvo įskaičiuotos filtrų pralaidumo charakteristikos ir abu spektrai sujungti į vieną. Keičiant kaupinančių impulsų energiją atenuatoriumi, sudarytu iš banginės plokštelės ir poliarizatoriaus, buvo registruojami BŠK spektrai



11 pav. BŠK generacijos vieno centrinio dažnio impulsais tyrimo schema. $\lambda/2$ – banginė plokštelė; Pol – poliarizatorius, L – lęšis, Al_2O_3 – safyro kristalas; Obj. – objektyvas; PI – kvarcinis pleištas; F – filtrai; Gal. m. – galios matuoklis; Spektr – spektrometras.

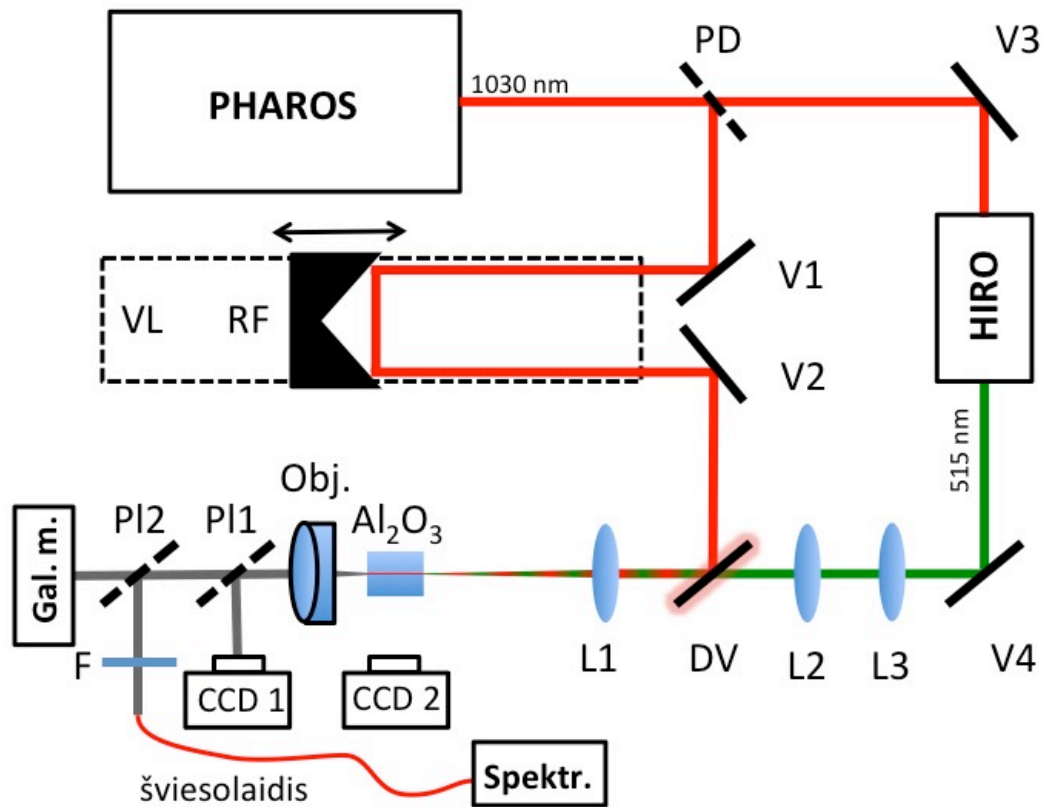
6.2 BŠK generacija dvispalviais impulsais

Baltos šviesos kontinuumo generacija dvispalviais impulsais tyrinėta surinkus žemiau pateiktą optinę schemą (12 pav.) Iš PHAROS lazerio spindulys pluošto dalikliu (PD) padalinamas į dvi dalis. Viena dalis nukreipiama į harmonikų generatorių HIRO, kur BBO kristale generuojama antra harmonika (515 nm). Kita pluošto dalis nuvedama į vėlinimo liniją (VL). Turime du pluoštus – infraraudoną (1030 nm) ir žalią (515 nm). Infraraudoni impulsai vėlinami žalių impulsų atžvilgiu žingsniniu motoriuku keičiant retroreflektoriaus (RF) padėtį. Žali ir infraraudoni impulsai fokusuojami safyre ($F_1 = 100$ mm židinio nuotolio) lęšiu (L1). Safyro padėtis pluoštų sąsmaukoje reguliuojama mikrometriniu staliuku. Žalio pluošto kelyje esantys du ($F_2 = 200$ mm ir $F_3 = -75$ mm židinio nuotolio) lęšiai (L2 ir L3) leidžia pasiekti, kad tiek infraraudono, tiek žalio pluoštų sąsmaukos būtų toje pačioje safyro vietoje (žalių ir infraraudonų impulsų kontinuumai generuojami toje pačioje safyro padėtyje). Infraraudoni impulsai buvo foksuojami į 30 μm diametro dėmę, žali į 10 μm . Matuota peilio metodu (matavimus galima rasti priede E). Infraraudonų impulsų intensyvumas – $0.63 \text{ TW}/\text{cm}^2$, o žalių – $0.45 \text{ TW}/\text{cm}^2$.

Pleištais P11 ir P12 dalis šviesos nukreipiama atitinkamai į CCD kamerą (CCD1) ir spektrometrą Avantes AvaSpec-3648 (Spektr.) Filtrai (F) naudoti tam, kad kaupinimo spinduliuotė neužgožtų kintančio spektro. Ant CCD kameros (CCD1) objektyvu (Obj.) atvaizduojamas safyro išvadinis paviršius (esantis arčiau kameros). Tuo tarpu, pluošto kelias iš šono atvaizduotas CCD kamera (CCD2).

Išsiaiškinimui kodėl, esant tam tikram vėlinimui tarp impulsų, BŠK generavimo sąlygos pasikeičia, buvo atlikti keli eksperimentai vienu metu. Matuotos tokios priklausomybės nuo 1030 nm ir 515 nm impulsų tarpusavio vėlinimo:

1. Praėjusios pro safyrą spinduliuotės vidutinė galia.
2. Baltos šviesos kontinuumo spektras.
3. Šviesos gijos atvaizdas ant galinio safyro paviršiaus.
4. Šviesos gijos liuminescencijos treko atvaizdas (iš safyro šono).



12 pav. Eksperimento schema. PHAROS – femtosekundinis lazeris generuojantis 1030 nm bangos ilgio spinduliuotę; PD – pluošto daliklis; V1, V2, V3 ir V4 – veidrodžiai; P11 ir P12 – kvarcinio stiklo pleištai; HIRO – harmonikų generatorius; VL – vėlinimo linija; RF – retroreflektorius; L1, L2 ir L3 – lęšiai; DV – dichroinis veidrodis; Al_2O_3 – safyro kristalas; F – filtrai; Spekt. – spektrometras; Gal. m. – galios matuoklis; CCD1 ir CCD2 – CCD kameros.

Vidutinė galia už kristalo buvo registruojama galios matuokliu, į kurį buvo nukreipta pluošto dalis, praėjus pro pleištą P11 ir P12. Spektrai buvo registruojami iš atspindžio nuo pleišto P12. Matavimai buvo atlikti su registruojami su keliomis spektrometro integravimo trukmėmis taip praplečiant dinaminį diapazoną. Pluošto intensyvumo skirstinys ant galinio safyro plokštelės paviršiaus buvo registruojamas atvaizduojant paviršių į CCD kamerą CCD1, o treko švytėjimo atvaizdą iš šono registravo CCD kamera CCD2, prieš kurią buvo įdėtas žalią šviesą sugeriantis filtras OC-12.

Visi šie duomenys buvo išmatuoti ties 719 vėlinimo linijos padėčių, o vėlinimo linijos žingsnis intervale nuo -1 ps iki 1 ps buvo 5 fs.

Aprašyti eksperimentai buvo atlikti, kai:

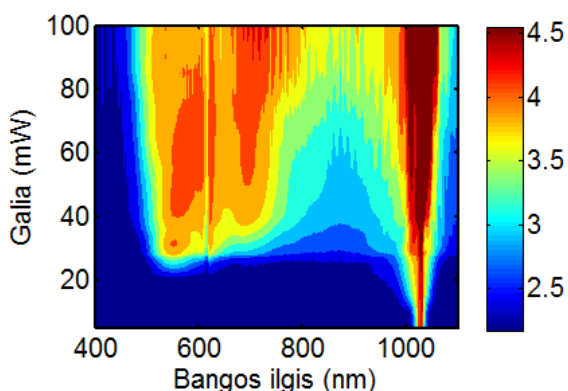
1. BŠK atskirai negeneruoja nei infraraudonas, nei žalias pluoštai.
2. BŠK atskirai generuoja tik infraraudonas pluoštas, o žalių impulsų energija nepakankama.
3. BŠK atskirai generuoja tiek infraraudonas, tiek žalias pluoštas.
4. BŠK atskirai generuoja tik žalias pluoštas, o infraraudonam generuoti kontinuumą neužtenka energijos.

7. Gauti rezultatai

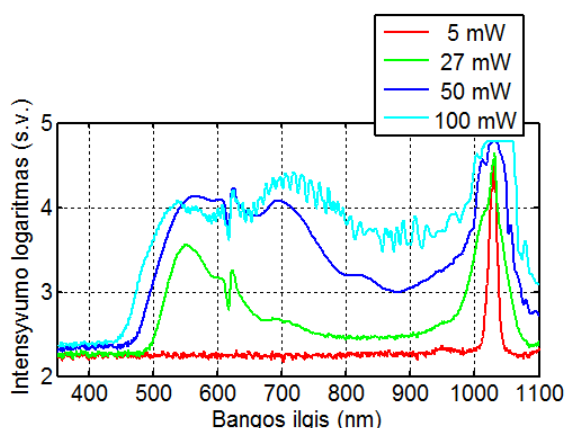
7.1 BŠK spektro priklausomybė nuo kaupinančių impulsų energijos

7.1.1 BŠK spektro priklausomybė nuo kaupinančių impulsų energijos, kai kaupinama infraraudona (1030 nm) spinduliuote

Kai kaupinimo energija nedidelė (iki $0.8 \mu\text{J}$), spektras plinta aplink kaupinimo spinduliuotės bangos ilgį. Pasiekus kritinę energiją ($0.8 \mu\text{J}$), impulsas skyla į du. Mėlynašias spektrines komponentes turintis impulso frontas statėja, susigeneruoja nauji bangos ilgiai – spektras labai staigiai išplinta į mėlyną pusę (13 pav.) Toliau didinant energiją, spektras plinta, tačiau nebe taip greitai. Generuojant kontinuumą spektras išplinta ir į bangos ilgius didesnius nei 1100 nm, tačiau registravimui neužteko spektrometro matavimo diapazono. Dar labiau didinant kaupinimo galią ($2.2 \mu\text{J}$), impulsai skyla dar kartą ir, jiems tarpusavyje interferuojant, spektre atsiranda moduliacijos (14 pav.)



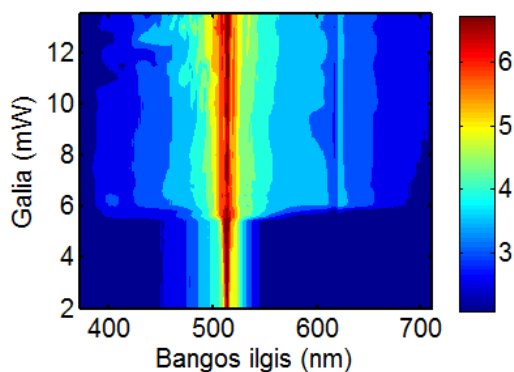
13 pav. Infraraudonos (1030 nm) spinduliuotės spektro plitimo priklausomybė nuo kaupinimo energijos. Lazerio pasikartojimo dažnis 25 kHz.



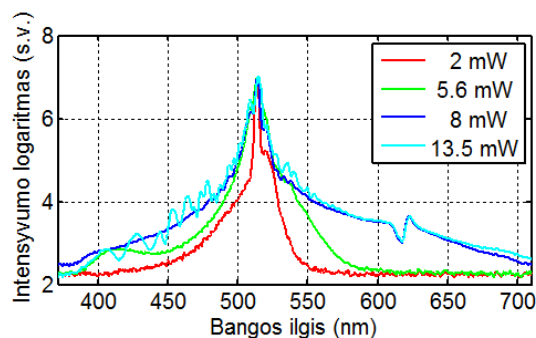
14 pav. BŠK spektrai esant skirtingoms kaupinimo energijoms, kai kaupinama infraraudonais impulsais.

7.1.2 BŠK spektro priklausomybė nuo kaupinančių impulsų energijos, kai kaupinama žalia (515 nm) spinduliuote

Taip pat kaip baltos šviesos kontinuumą žadinant IR spinduliuote, pasiekus kritinę galią (0.23 μJ), impulso spektras staigiai išplinta (15 pav.) Šiuo atveju spektras išplinta aplink kaupinimo spinduliuotės bangos ilgį. Toliau keliant kaupinimo galią spektras plinta tik į raudonąją pusę, o mėlynoje įsisotina. Dar daugiau keliant galią, atsiranda moduliacijos spektre (16 pav.)



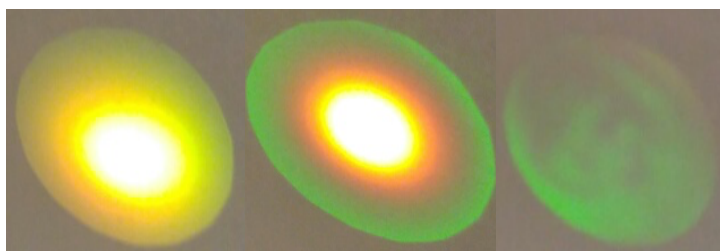
15 pav. Žalios (515 nm) spinduliuotės spektro plitimo priklausomybė nuo kaupinimo energijos. Lazero pasikartojimo dažnis 25 kHz.



16 pav. BŠK spektrai esant skirtingoms kaupinimo energijoms, kai kaupinama žaliais impulsais.

7.2 Dvispalvio BŠK priklausomybė nuo impulsų tarpusavio vėlinimo

Kai abiejų pluoštų impulsai persikloja laike (tarp impulsų yra mažesnis vėlinimas nei 200 fs), stebima jų sąveika. Baltos šviesos kontinuumo generacija žymiai pasikeičia. Pavyzdžiui, net jei abu impulsai turi pakankamai energijos atskirai generuoti BŠK, sąveikaudami jie vienas kitą užgesina regimojoje srityje. Žemiau pateiktos pluoštų nuotraukos ant popieriaus lapo, kai pluoštas praeina pro žalią šviesą slopinantį filtrą. Užfiksuotos trys nuotraukos: kai generuojamas tik infraraudonos šviesos BŠK, kai generuojamas tik žalios šviesos BŠK ir kai leidžiama BŠK

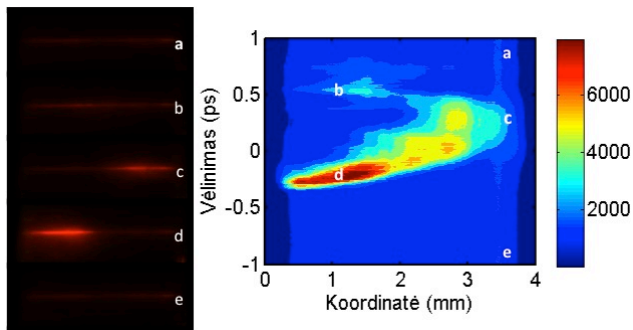


17 pav. BŠK tolimojo lauko nuotraukos. Kairėje – tik 1030 nm spinduliuotės kuriamas kontinuumas, per vidurį – tik 515 nm spinduliuotės kuriamas kontinuumas ir dešinėje – abiejų pluoštų (1030 nm ir 515 nm) sąveika.

sąveikauti tarpusavyje (17 pav.) Akivaizdžiai matosi, kad pluoštams sąveikaujant BŠK stebimoje spektrinėje srityje nėra generuojamas. Toliau darbe bus detaliau nagrinėjama ši sąveika.

7.2.1 BŠK generacijai energijos neužtenka nė vienam pluoštui

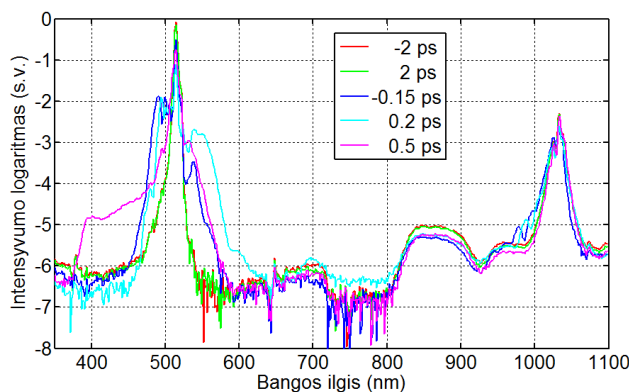
Eksperimentiškai yra parodyta, kad generuojant baltos šviesos kontinuumą dvispalviais impulsais galima valdyti spektrą – t.y. ženkliai jį praplėsti [28]. Toks spektro išplitimas aiškinamas kryžmine fazine moduliacija, kai vieno impulso daromą lūžio rodiklio pokytį medžiagoje jaučia ir antras impulsas. Pirmas tyrimas atliktas, kai nė vienam pluoštui neužtenka energijos generuoti BŠK. Esant tokiam vėlinimui, kur impulsai persikloja, spektras pradeda plisti – vienas pluoštas padeda kitam generuoti BŠK. Be spektro išplitimo taip pat stebimas pėdsakas (trekas) safyre – matoma raudona linija, kurios intensyvumas kinta, kai keičiamas vėlinimas (18 pav.) Raudonos spalvos liuminescencija atsiranda dėl chromo priemaišų safyro kristale [29]. Chromo priemaišos yra vienos dažniausiai sutinkamų safyro kristale. Dėl savo liuminescencijos 650 nm – 774 nm ruože, šios priemaišos mums naudingos, nes jos leidžia stebėti intensyvumo kitimą safyro tūryje. Mes manome, kad treko intensyvumas atvaizduoja netiesinio židinio kitimą. Esant vėlinimams -



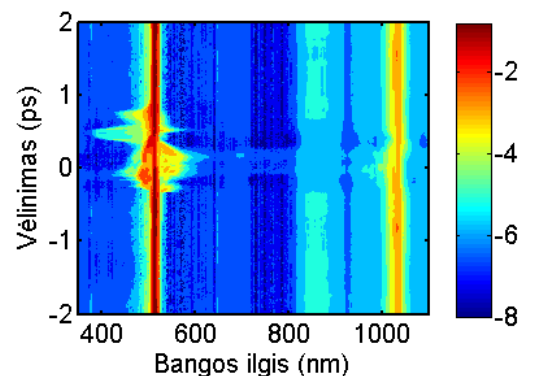
18 pav. Liuminescencijos treko intensyvumo kitimas, kai BŠK atskirai negeneruoja nė vienas pluoštas. Vėlinimai: a) 1 ps; b) 0.7 ps; c) 0.3 ps; d) -0.22 ps e) -1ps

0.25 ps – 0.5 ps, vienas pluoštas padeda fokusuotis kitam. Neigiamos vėlinimo vertės reiškia, kad žalias impulsas sklinda pirmas. Esant vėlinimams -

0.25 ps – 0.5 ps, vienas pluoštas padeda fokusuotis kitam. Neigiamos vėlinimo vertės reiškia, kad žalias impulsas sklinda pirmas.



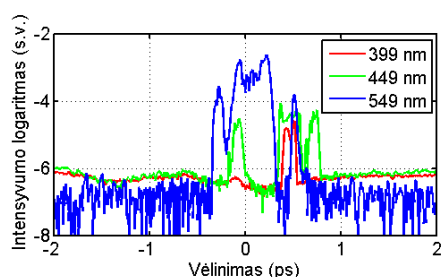
19 pav. BŠK spektrai ties skirtingais vėlinimais, kai BŠK, kai atskirai kontinuomo negeneruoja nė vienas pluoštas.



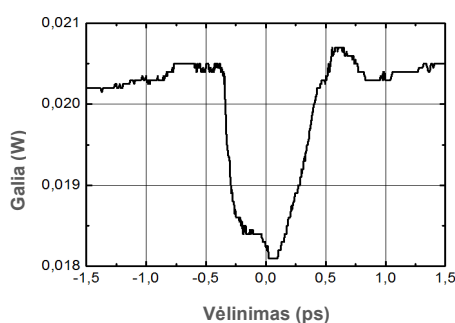
20 pav. Sąveikos dinamika, kai atskirai kontinuomo negeneruoja nė vienas pluoštas.

Atvaizdavę spektro kitimą nuo vėlinimo, pastebėsime, kad spektras plinta netolygiai: iš pradžių spektras plinta į raudonąją pusę, o po to į mėlynąją (20 pav.) Iš sąveikos dinamikų matome, kad esant gana toli nuo impulsų persiklojimo vietos (19 pav.: -2 ps ar 2 ps – violetinė ir žydra linijos), spektras nėra išplitęs – baltos šviesos kontinuamas negeneruojamas. Intervale -0.25 ps – 1 ps stebimas spektro plitimas. Ties vėlinimais -0.15 ps, 0.2 ps ir 0.5 ps stebima aiški sąveika

– spektras išplinta aplink 515 nm. Kauburys ties 800-900 nm atsiranda dėl šviesos sklaidos spektrometro viduje, todėl duomenys šioje spektro srityje yra nepatikimi.



21 pav. Atskirų spektrinių linijų dinamikos, kai kontinuumo atskirai negeneruoja nė vienas pluoštas.

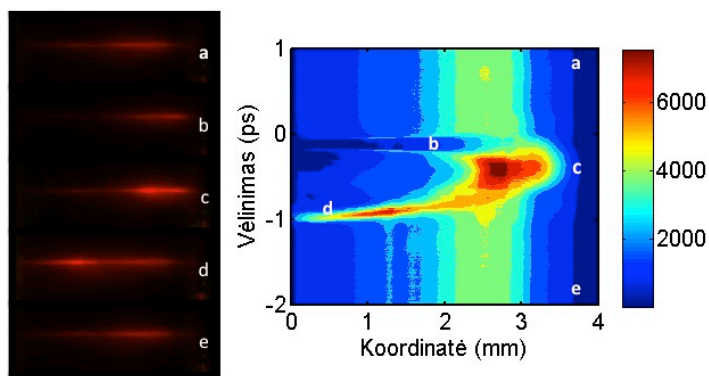


22 pav. Galios dinamika, kai kontinuumo atskirai negeneruoja nė vienas pluoštas.

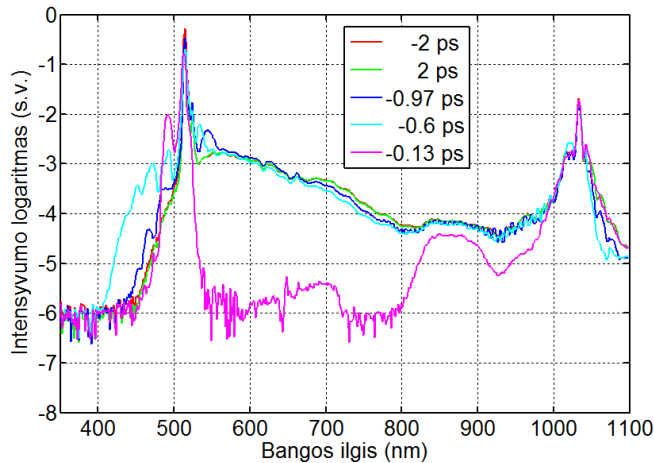
Pasirinkę kelis bangos ilgius (21 pav.: 399 nm, 449 nm, 549 nm), atvaizduokime jų dinamikas. Jos įdomios tuo, kad ir įsijungimo, ir išsijungimo frontai – labai statūs. Įsijungimo ar išsijungimo efektas įvyksta per keliasdešimt femtosekundžių. Tai rodo, kad sąveikos procesai labai greiti. Proceso sparta stebimas ne tik atskirose spektrinėse linijose – panašaus statumo frontai stebimi ir registruojant vidutinės galios kitimą. Staigus vidutinės galios sumažėjimas gali būti siejamas su padidėjusia netiesine sugertimi atsiradus sąlygoms generuoti šviesos gijai.

7.2.2 Energijos BŠK generacijai užtenka tik infraraudonajam impulsui

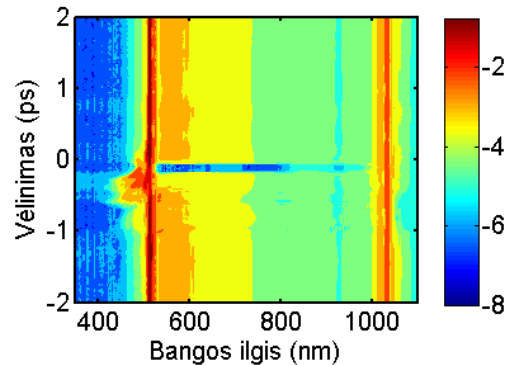
Tyrimas atliktas kai energijos kontinuumo generacijai užtenka tik infraraudoniems impulsams, tuo tarpu, žali impulsai atskirai kontinuumo negeneruoja. Kitaip nei prieš tai nagrinėtu atveju kontinuumas nebuvo stiprinamas. Priešingai, sąveikos metu kontinuumas regimojoje srityje užgęsta. Kontūriniam žemėlapyje atvaizduota, kaip kintant vėlinimui keičiasi treko intensyvumas skirtingose safyro vietose. Sąveika stebima -1 ps – 0 ps intervale. Vėlinimui tarp impulsų pasikeitus nedaug (per impulso trukmę), treko intensyvumo maksimumas slenkasi praktiškai per visą safyro ilgį. Treko intensyvumas bus mažiausias ties -0.13 ps vėlinimu (23 pav.) – arti tos vietos kur infraraudonas impulsas aplenkia žalią. Treko intensyvumas didžiausias ties -0.4 ps vėlinimu, o labiausiai išplitęs – ties -0.92 ps vėlinimu.



23 pav. Liuminiscencijos treko intensyvumo kitimas, kai kontinuumą atskirai generuoja tik infraraudonas pluoštas. Vėlinimai: a) 1 ps; b) -0.13 ps, c) -0.4 ps, d) -0.92 ps, e) -2 ps.

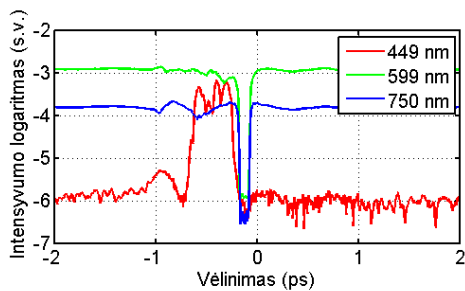


24 pav. BŠK spektrai ties skirtingais vėlinimais, kai BŠK generuoja tik infraraudona spinduliuotė (1030 nm).



25 pav. Sąveikos dinamika, kai BŠK atskirai generuoja tik infraraudona spinduliuotė (1030 nm).

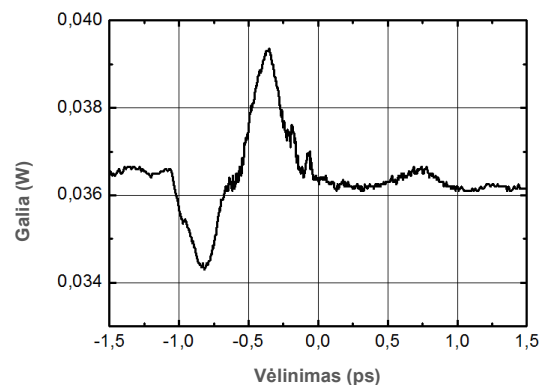
Nubrėžę spektro kitimo dinamiką, pamatysime panašias charakteringas vėlinimo vertes. Ryškiausi spektro pokyčiai stebimi -1 ps – 0 ps intervale. Aplink vėlinimus, kur impulsai persikloja, BŠK generavimo sąlygos pakinta keletą kartų. Ties -0.13 ps vėlinimu, kur liuminescencijos treko intensyvumas mažiausias, spektre matoma įduba – smarkiai susiaurėjęs BŠK spektras, o ties -0.5 ps vėlinimu spektras išplinta į mėlynąją pusę. Be spektro išplitimo taip pat stebimos jo moduliacijos, kurios paprastai siejamos su interferencija (24 pav.: 900 nm – 1000



26 pav. Atskirų spektrinių linijų dinamikos, kai energijos kontinuumui generuoti užtenka tik infraraudoniems impulsams.

nm intervale) – impulsams persiklojant vyksta energijos persiskirstymas. Pasirinkę kelis bangos ilgius ir atvaizdavę jų dinamikas, pastebėsime, kad kai atskirai BŠK generuoti energijos užtenka tik infraraudonai spinduliuotei, kai kurie iš jų bus stiprinami, o kai kurie – slopinami. Sąveikos trukmės tiek spektro išplitimo, tiek susiaurėjimo atveju yra kelių dešimčių femtosekundžių trukmės. Kita vertus, galios moduliacijos frontai nėra

tokie statūs, be to, turi dvi viršūnes. Jas taip pat galima paaiškinti netiesine sugertimi – spektrui plintant sugertis didėja, o BŠK nebegeneruojant sugertis sumažėja. Vis dėlto, tai nėra triviali sugertis, nes kai atskirai BŠK generuoja abu impulsai, sąveikos metu spektras susiaurėja, tačiau vietoj stiprinimo, galia sumažėja (žr. Priedas C). Tas pats bus ir tuo atveju, kai BŠK atskirai generuoja tik žalias impulsas.



27 pav. Vidutinės galios dinamika, kai BŠK atskirai generuoja tik infraraudoni impulsai

8. Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Išnagrinėta dvispalvio baltos šviesos kontinuumo generacija atskleidė, kad, priklausomai nuo impulsų energijų, jie gali vienas kitam padėti generuoti baltos šviesos kontinuumą arba trukdyti. Sąveikos metu besikeičiantis spektras, liuminescencijos trekas, modos atvaizdas ir suminė vidutinė galia parodo, kad šviesos gijos yra smarkiai trikdomos.
2. Sąveikos mechanizmas yra labai netiesinis – atskiri spektro ruožai užgęsta ar užsižiebia per laiką daug trumpesnį nei lazerio impulso trukmė. Panašaus statumo frontus turi ir liuminescencijos treko kitimas bei vidutinės galios moduliacija.
3. Sąveikos metu stebimos spektro moduliacijos būdingos interferencijai ar šviesos gijoms su keletą kartų skilusiais impulsais.
4. Sąveika aiškiausiai matoma spektro ruože tarp abiejų kaupinimo impulsų (infraraudono ir žalio), todėl galima daryti išvadą, kad sąveikauja skilusio žalio impulso raudonoji dalis su infraraudono impulso mėlynąja dalimi.
5. Sąveikos mechanizmo aiškinimas suskilusių impulsų sąveika, turi trūkumų, nes trumpa sąveikos trukmė reikštų, kad suskilę impulsai turi stačius frontus, kurie plėstų spektrą, o eksperimentiškai platus spektras nėra stebimas.
6. Liuminescencijos trekas vaizdžiai parodo, kad sąveikos metu pluoštai keičia vienas kito netiesinį židinį, todėl pasikeitus fokusavimosi sąlygoms, impulsai gali nebeskilti į du (ar daugiau), todėl spektras staigiai neišplinta – plitimas stebimas tik aplink kaupinančią spinduliuotę.

Literatūra

- [1] M. Hercher, Laser-induced damage in transparent media, *Journal of the Optical Society of America*, **54**, 563 (1964).
- [2] E. Garmire, and C. H. Townes R. Y. Chiao, Self-trapping of optical beams, *Physical Review Letters*, 13(15), 479-482 (1964).
- [3] E. Kučinskas, G. Tamošauskas, M. A. Porras E. Gaižauskas, P. Di Trapani A. Dubietis, Self-reconstruction of light filaments, *Optics Letters*, **29**(24), 2893 (2004).
- [4] J. Biegert, C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, U. Keller, A. Mysyrowicz A. Couairon, Self-compression of ultra-short laser pulses down to one optical cycle by filamentation, *Journal of Modern Optics*, **53**, 75-85 (2006).
- [5] John L. Hall, Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies, *Reviews of modern physics*, **78**(4), 1279 (2006).
- [6] The Nobel prize in physics (2005), https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2005/
- [7] W. Watanabe, T. Toma, K. Itoh, J. Nishii K. Yamada, In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses, *Optics Letters*, **26**(1), 19–21 (2001).
- [8] S. Cacciatori, V. Gorini, V. G. Sala, A. Averchi, A. Lotti, M. Kolesik, J. V. Moloney D. Faccio, Analogue gravity and ultrashort laser pulse filamentation, *Europhysics Letters*, **89**(3), (2010).
- [9] A. Couairon and A. Mysyrowicz, Femtosecond filamentation in transparent media, *Physics Reports*, **44**(2-4), 50 (2007).
- [10] John Kerr, A new relation between electricity and light: Dielectrified media birefringent, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, **50**(332), 337-348 (1875).
- [11] N. Bloembergen P. Lallemand, Self-focusing of laser beams and stimulated Raman gain in liquids, *Physical Review Letters*, **15**(26), 1010 (1965).
- [12] DD. Milam, WL. Smith MJ. Weber, Nonlinear refractive index of glasses and crystals, *Optical Engineering*, **17**(5), 175463-175463 (1978).
- [13] C. H. Townes, T. K. Gustafson, P. L. Kelley F. DeMartini, Self-steepening of light pulses, *Physical Review*, **164**(2), 312 (1967).
- [14] Joshua E. Rothenberg, Pulse splitting during self-focusing in normally dispersive media, *Optics Letters*, **17**, 583-585 (1992).
- [15] K. S. Krishnan C. V. Raman, A new radiation, *Indian journal of physics*, **2**, 387-398 (1928).
- [16] Maria Göppert-Mayer, Über elementarakte mit zwei quantensprüngen, *Annalen der Physik*, **401**(3), 273-294 (1931).
- [17] J. A. Fleck Jr. M. D. Feit, Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown, *Applied Physics Letters*, **24**(4), 169-172 (1974).
- [18] A. Gopal, M. Tatarakis, A. Couairon, G. Tamošauskas, R. Piskarskas, A. Dubietis, P. Di Trapani S. Minardi, Time-resolved refractive index and absorption mapping of light-plasma filaments in water, *Optics letters*, **33**(1), 86-88 (2008).

- [19] M. C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, O. D. Mücke, A. Pugzlys, and A. Baltuška T. Popmintchev, Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV x-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers, *science*, **336**(6086), 1287-1291 (2012).
- [20] R. W. Boyd, Optically Induced Damage and Multiphoton Absorption, *Nonlinear optics*. Burlington, USA: Academic Press, 543-560 (2008).
- [21] K. Reivelt P. Saari, Evidence of X-shaped propagation-invariant localized light waves, *Physical Review Letters*, **79**(21), 4135 (1997).
- [22] E. M. Wright and J.V. Moloney M. Mlejnek, Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air, *Optics Letters*, **23**(5), 382-384 (1998).
- [23] A. Dubietis, E. Kučinskas, F. Bragheri, V. Degiorgio, A. Couairon, D. Faccio and P. Di Trapani M. A. Porras, From X-to O-shaped spatiotemporal spectra of light filaments in water, *Optics letters*, **30**(24), 3398-3400 (2005).
- [24] J. Biegert, C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, U. Keller and A. Mysyrowicz A. Couairon, Self-compression of ultra-short laser pulses down to one optical cycle by filamentation, *Journal of Modern Optics*, **53**(1-2), 75-85 (2006).
- [25] V.O. Kompanets, A. E. E. Dormidonov, S. V. E. Chekalin, S. A. Shlenov and V. P. Kandidov A. V. Kuznetsov, Periodic colour-centre structure formed under filamentation of mid-IR femtosecond laser radiation in a LiF crystal, *Quantum Electronics*, **46**(4), 379 (2016).
- [26] E. Kučinskas, G. Tamošauskas, E. Gaižauskas, M. A. Porras and P. Di Trapani A. Dubietis, Self-reconstruction of light filaments, *Optics letters*, **29**(24), 2893-2895 (2004).
- [27] See Leang Chin, *Femtosecond laser filamentation*. New York, USA: Springer, vol. **55** (2010).
- [28] L. Qian, H. Luo, P. Yuan and H. Zhu K. Wang, Ultrabroad supercontinuum generation by femtosecond dual-wavelength pumping in sapphire, *Optics express*, **14**(13), 6366-6371 (2006).
- [29] L.A. Lytvynov, V. Pishchik E. R. Dobrovinskaya, Properties of sapphire, *Sapphire*. US: Springer, 55-176 (2009).
- [30] R. Paschotta, *the Encyclopedia of Laser Physics and Technology*: Wiley-VCH, 2008.
- [31] Kamil Stelmaszczyk, Philipp Rohwetter, Walter M. Nakaema, Ludger Woeste Zuoqiang Hao, Femtosecond laser filament-fringes in fused silica, **19**, (2011).
- [32] I.N. Murtazin, N.A. Panov, A.B. Savel'Ev, V.P. Kandidov, S.L. Chin O.G. Kosareva, Pulse shortening due to filamentation in transparent medium, *Laser Physics Letters*, **4**(2), 126 (2006).

Santrauka

Augustas Čepėnas

BALTOS ŠVIESOS KONTINUUMO GENERACIJA DVISPALVIAIS FEMTOSEKUNDINIO LAZERIO IMPULSAIS SAFYRO KRISTALE

Platus lazerinės spinduliuotės spektras naudingas dėl dviejų priežasčių: kuo platesnis spinduliuotės spektras, tuo trumpesnius impulsus įmanoma sugeneruoti, o žadinimo-zondavimo spektroskopijoje pageidaujama tuo pačiu šaltiniu aprėpti kuo platesnį spektro ruožą.

Šiame darbe tiriama baltos šviesos kontinuumo generacija safyre dvispalviais (1030 nm ir 515 nm bangos ilgio) femtosekundinio lazerio impulsais. Sudėjus 1030 nm ir 515 nm bangos ilgio impulsų generuojamus baltos šviesos kontinumus, suminis spektras turėtų išplisti. Vis dėlto, šiame tyrime parodyta, kad baltos šviesos kontinuumo generavimas dvispalviais impulsais nėra toks paprastas uždavinys. Impulsams persiklojant laike ir erdvėje, stebima jų sąveika – pasikeičia baltos šviesos kontinuumo generavimo sąlygos. Sąveika tyrinėta skirtingais kontinuumo generavimo atvejais – kai atskirai baltos šviesos kontinuumo generacijai: energijos neužtenka nė vienam pluoštui, energijos užtenka vienam iš pluoštų ir energijos užtenka abiem pluoštams. Visais atvejais impulsai sąveikavo. Sąveikos metu stebėtas safyro liunimescencijos treko kitimas, iš safyro išeinančios modos kitimas, galios bei spektro dinamikos. Priklausomai nuo kaupinimo energijų buvo stebimas šviesos stiprinimas ar slopinimas.

Summary

Augustas Čepėnas

WHITE LIGHT CONTINUUM GENERATION IN SAPPHIRE USING TWO-COLOURED FEMTOSECOND LASER PULSES

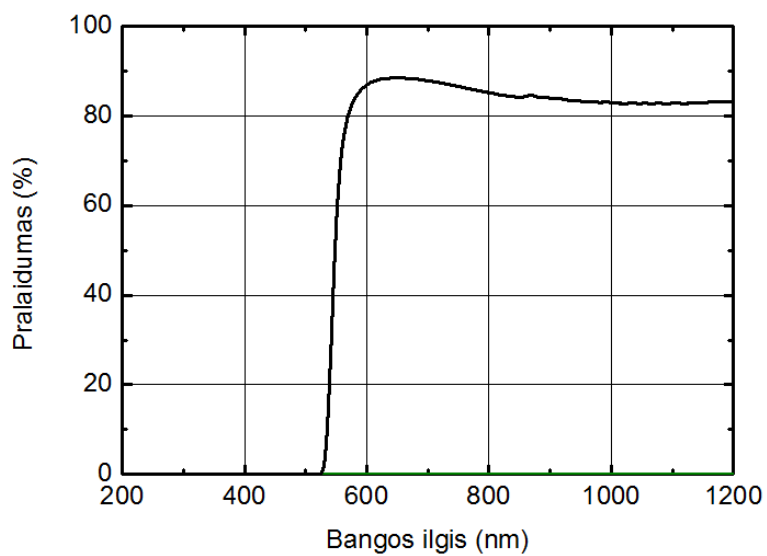
A wide spectrum of laser radiation is useful for two reasons: wider spectrum allows generation of shorter laser pulses, meanwhile, in pump-probe spectroscopy it is preferred to cover the largest possible spectral range with the same source.

This work explores white light continuum generation using two-colored (wavelength of 1030 nm and 515 nm) femtosecond laser pulses. Combining these two white light continuums should expand radiation spectrum. However, this research shows that white light continuum generation with two-coloured pulses is not a simple task. Interaction of these two pulses was observed when they overlap in space and time. Conditions for white light continuum generation seems to change. White light continuum generation was investigated in several different cases: when separately both pulses do not have enough energy for white light continuum generation, when separately one of pulses has enough energy for white light continuum generation and when separately they both have enough energy for white light continuum generation. In all cases pulses interacted. Changes in: sapphire luminescence track, laser mode image on sapphire after propagation, spectrum and average power after sapphire were captured. Depending on pump energy light suppression or amplification was observed.

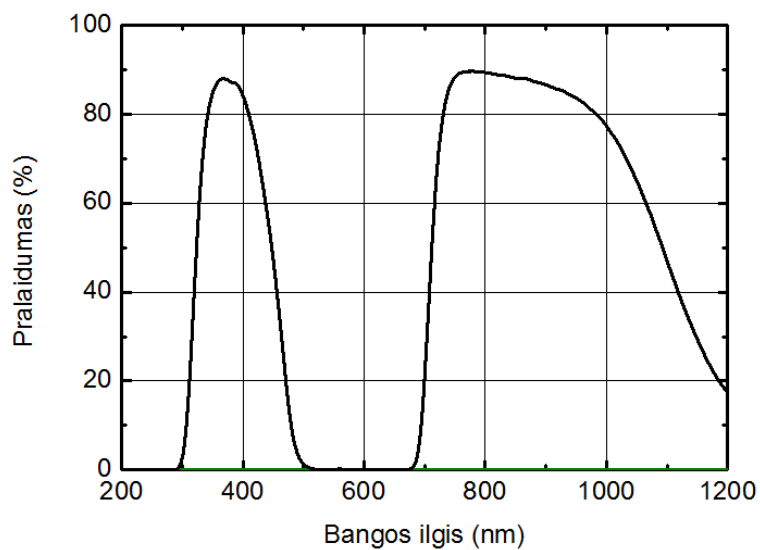
ČEPĖNAS, Augustas, Baltos šviesos kontinuumo generacija dvispalviais femtosekundinio lazerio impulsais safyro kristale: Lazerinės technologijos studijų programos baigiamasis darbas. Vad. prof. dr. Mikas Vengris. Vilnius: Vilniaus universitetas Fizikos fakultetas, 2017, 32 p.

Priedas A

Filtrų pralaidumo kreivės



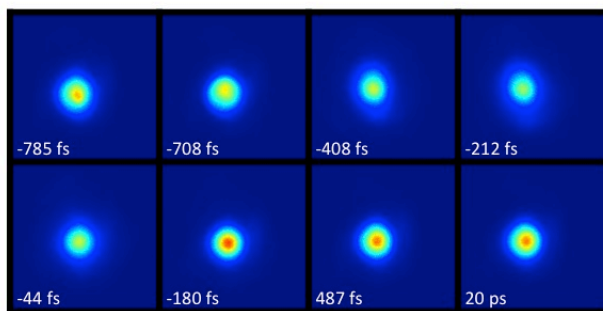
28 pav. OC-12 filtro pralaidumo kreivė.



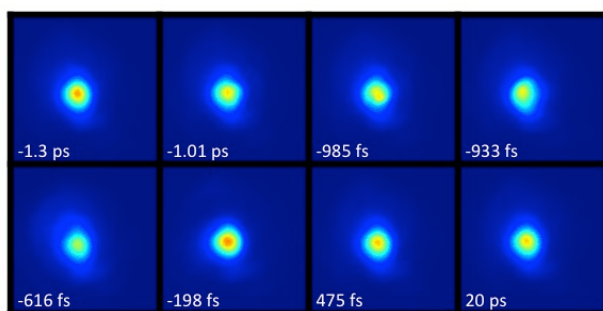
29 pav. CC-4 filtro pralaidumo kreivė.

Priedas B

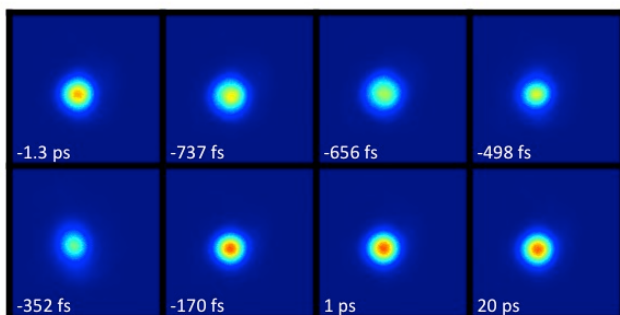
Modos kitimas keičiant vėlinimą tarp impulsų



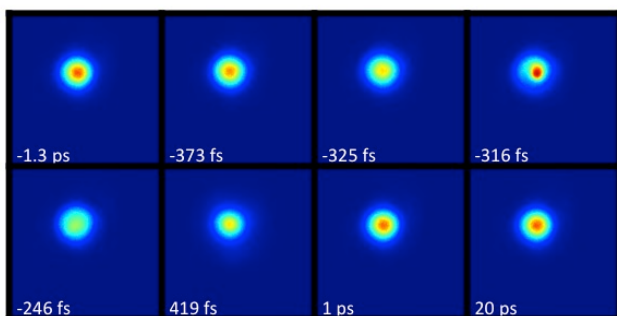
30 pav. Charakteringi modos atvaizdai ant priekinio safyro paviršiaus, kai atskirai kontinuumui generuoti energijos užtenka abejiems pluoštams.



31 pav. Charakteringi modos atvaizdai ant priekinio safyro paviršiaus, kai atskirai kontinuumui generuoti energijos užtenka tik infraraudonam pluoštui.



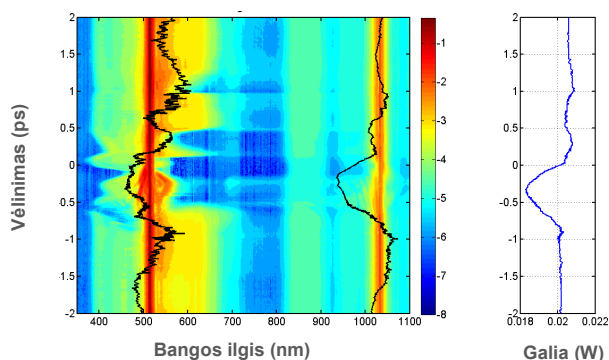
32 pav. Charakteringi modos atvaizdai ant priekinio safyro paviršiaus, kai atskirai kontinuumui generuoti energijos užtenka tik žaliajam pluoštui.



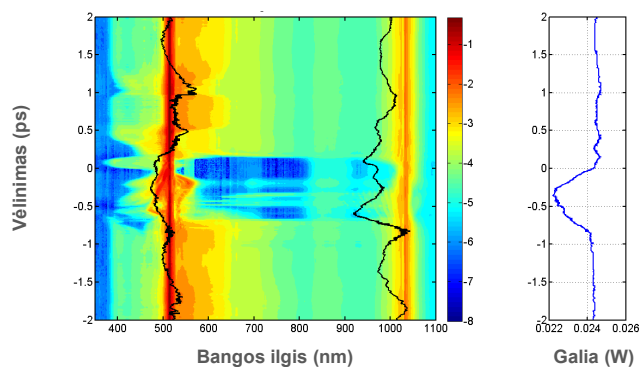
33 pav. Charakteringi modos atvaizdai ant priekinio safyro paviršiaus, kai atskirai kontinuumui generuoti energijos neužtenka nė vienam pluoštui.

Priedas C

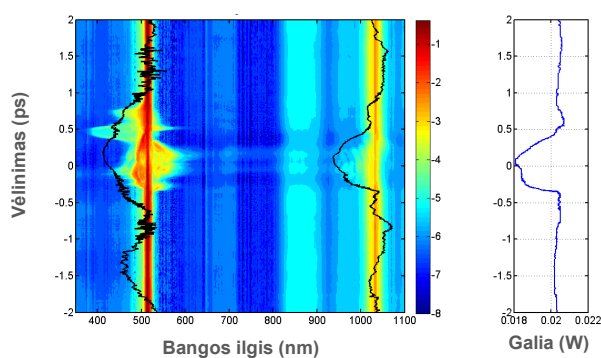
Spektrų dinamikų palyginimas su vidutinės galios dinamikomis



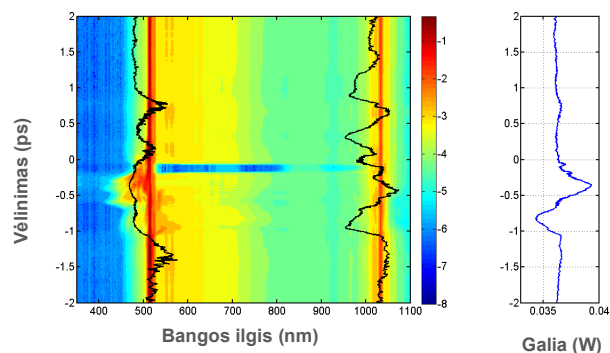
34 pav. Sąveikos dinamika, kai kontinuumą atskirai generuoja tik žalia spinduliuotė (515 nm). Juodomis linijomis atvaizduota spektro integralo dinamika aplink kaupinimo spinduliuotės bangos ilgį (515 nm ir 1030 nm). Mėlyna linija rodo vidutinės galios kitimą.



35 pav. Sąveikos dinamika, kai kontinuumą atskirai generuoja tiek žalia spinduliuotė (515 nm), tiek infraraudona (1030 nm). Juodomis linijomis atvaizduota spektro integralo dinamika aplink kaupinimo spinduliuotės bangos ilgį (515 nm ir 1030 nm). Mėlyna linija rodo vidutinės galios kitimą.



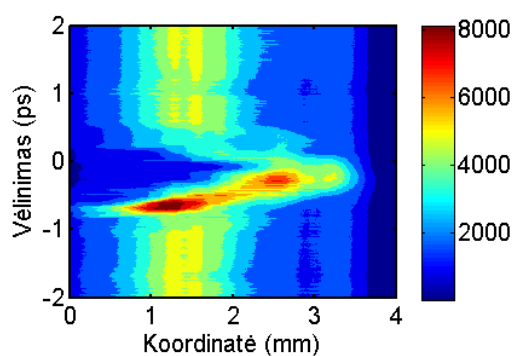
36 pav. Sąveikos dinamika, kai kontinuumo atskirai negeneruoja nė vienas pluoštas. Juodomis linijomis atvaizduota spektro integralo dinamika aplink kaupinimo spinduliuotės bangos ilgį (515 nm ir 1030 nm). Mėlyna linija rodo vidutinės galios kitimą.



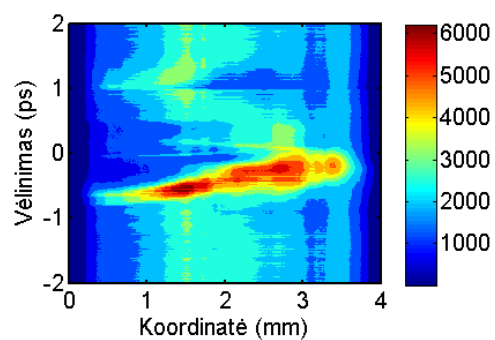
37 pav. Sąveikos dinamika, kai kontinuumą atskirai generuoja tik infraraudona spinduliuotė (1030 nm). Juodomis linijomis atvaizduota spektro integralo dinamika aplink kaupinimo spinduliuotės bangos ilgį (515 nm ir 1030 nm). Mėlyna linija rodo vidutinės galios kitimą.

Priedas D

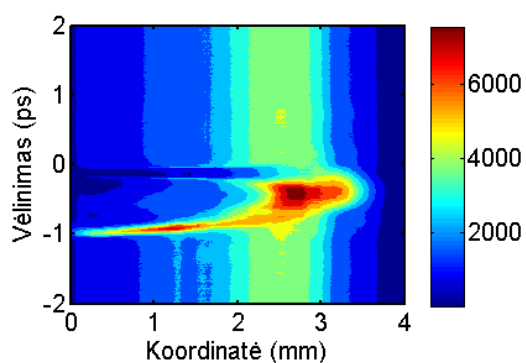
Safyro liuminescencijos trekų dinamikos



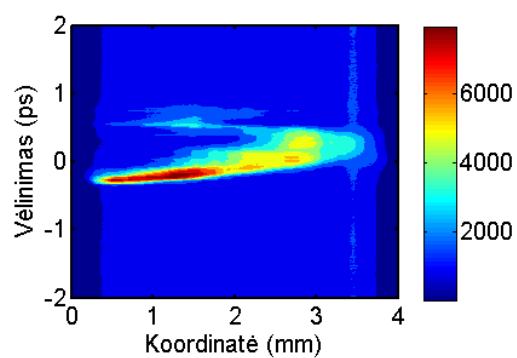
38 pav. Safyro liuminescencijos treko dinamika, kai BŠK atskirai generuoja abu pluoštai



39 pav. Safyro liuminescencijos treko dinamika, kai BŠK atskirai generuoja tik žalias pluoštas.



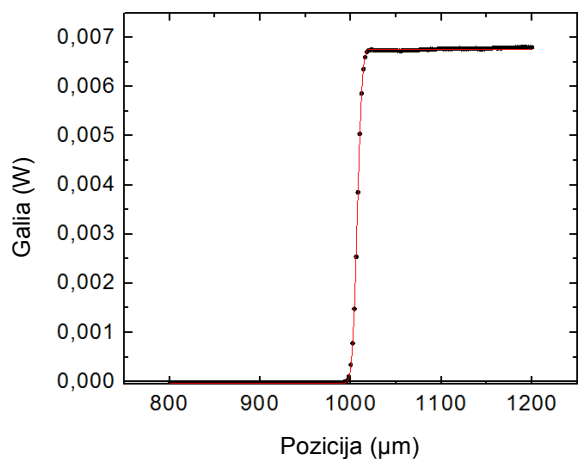
40 pav. Safyro liuminescencijos treko dinamika, kai BŠK atskirai generuoja tik infraraudonas pluoštas.



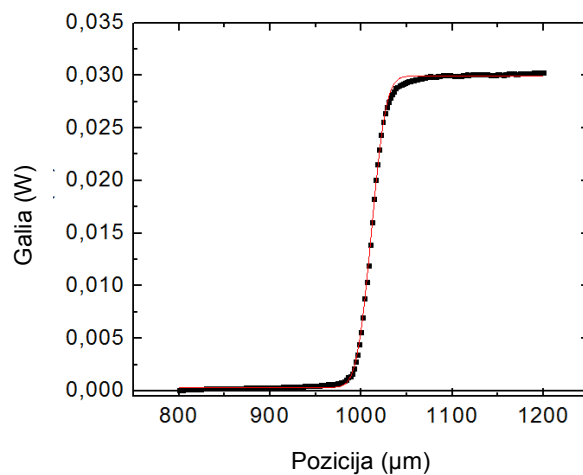
41 pav. Safyro liuminescencijos treko dinamika, kai BŠK atskirai negeneruoja nė vienas pluoštas.

Priedas E

Pluoštų diametrų matavimai peilio metodu



42 pav. Žalio pluošto diametro matavimas peilio metodu. Raudona linija - prifitinta erf funkcija. Pluošto diametras 10 μm.



43 pav. Infraraudono pluošto diametro matavimas peilio metodu. Raudona linija - prifitinta erf funkcija. Pluošto diametras 30 μm.